

MECHANISMS OF ELECTROPLASTICITY

I. L. BATARONOV

Physical effects which stimulate plastic deformation in metal during impulse electric current action are considered.

Рассмотрена совокупность физических эффектов, стимулирующих пластическую деформацию в металлах при пропускании через них импульсного электрического тока.

МЕХАНИЗМЫ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧНОСТИ

И. Л. БАТАРОНОВ

Воронежский государственный технический университет

Одним из самых распространенных методов обработки материалов для придания им нужной формы является пластическая деформация (ПД), которая практически осуществляется различными способами: прокатка, волочение, выдавливание, прессование, ковка и пр. В отличие от других методов механообработки, например резания, ПД модифицирует структуру материала, значительно повышая ее качество. Однако в некоторых случаях ПД оказывается затруднительной или даже невозможной ввиду высокого сопротивления материала деформированию [1, 2]. В таких случаях на помощь приходят специальные методы ПД, основанные на дополнительном воздействии на материал, таком, что само по себе это воздействие не вызывает какой-либо значительной деформации, однако в условиях активного пластического деформирования приводит к существенному облегчению ПД. Одним из таких методов, находящим уже сейчас широкое практическое применение, является дополнительное воздействие на материал (обязательно металлический) электрическим током плотностью до 1000 A/mm^2 . Ясно, что если бы такой ток был постоянным, то металл почти немедленно испарился бы за счет выделения джоулева тепла. Для избежания этого ток возбуждают очень короткими импульсами ($\sim 100 \text{ мкс}$) с низкой частотой ($\sim 1 \text{ Гц}$). Такой метод обработки был назван электропластической деформацией (ЭПД) [3, 4]. Несмотря на широкое применение, управляющий механизм этого явления на сегодняшний день до конца неясен. Это связано с тем, что ЭПД состоит из ряда физических эффектов, дающих примерно одинаковый вклад в результирующий эффект. Цель настоящей статьи — обсуждение этих эффектов, составляющих в совокупности отдельный раздел физики твердого тела. Для этого прежде всего нужно рассмотреть факторы, управляющие кинетикой ПД.

КИНЕТИКА ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Пластическая деформация кристаллов на микроскопическом уровне в большинстве случаев осуществляется за счет движения линейных дефектов кристаллического строения — дислокаций [1, 2]. Дислокация движется в определенной кристаллической плоскости, оставляя за собой пластический сдвиг одной части кристалла относительно другой на величину межатомного расстояния, которая называется вектором Бюргерса дислокации. Движение

дислокации вызывается упругими напряжениями в кристалле, однако оно не является плавным скольжением – дислокация наталкивается на локальные стопоры (обычно это примесные атомы, вакансии – пустые узлы решетки и др.) и надолго зависает на них. Открепление дислокации от локальных стопоров происходит термофлуктуационным путем – хаотические тепловые колебания кристалла вызывают хаотические колебания дислокационной линии и какое-то из этих колебаний оказывается настолько энергичным, что отрывается дислокацию от стопора. Помимо локальных стопоров имеются и более мощные препятствия для движения дислокации, прежде всего другие дислокации. При пластической деформации образуется большое количество различных дислокаций (полная длина всех дислокационных линий в 1 см³ деформированного металла составляет порядка 10¹⁰ см!), которые сильно взаимодействуют между собой, мешая движению друг друга. Такого типа препятствие из-за дальнодействующего характера взаимодействия не может преодолеваться термоактивационным способом, и для проталкивания дислокации мимо других дислокаций требуются действующие напряжения σ , превышающие определенный уровень σ_i , называемый внутренними напряжениями. Внутренние напряжения выполняют роль сил сухого трения для дислокации и увеличиваются с ростом числа дислокаций в кристалле (именно этим объясняется явление деформационного упрочнения – повышения прочности и твердости кристалла в результате его пластического деформирования). Изложенная картина движения дислокаций находит математическое выражение в основном уравнении кинетики пластической деформации

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp\left(-\frac{U - (\sigma - \sigma_i)v}{k_B T}\right), \quad (1)$$

где $\dot{\epsilon}$ – скорость пластической деформации, предэкспоненциальный множитель $\dot{\epsilon}_0$ пропорционален характеристической частоте колебаний дислокационной линии, U – энергия взаимодействия дислокации с локальным стопором, v – активационный объем этого взаимодействия, k_B – постоянная Больцмана, T – температура кристалла. Уравнение (1) удобно, поскольку содержит микроскопические параметры движения дислокаций, а действие импульсного электрического тока и сопутствующих ему полей на скорость пластической деформации может быть связано с каждым из этих параметров.

Рассмотрим вначале связанные с током физические эффекты, которые приводят к образованию в кристалле упругих напряжений, дополнительных к напряжениям σ от нагружающего устройства.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ВЕТЕР И СИЛА ЭЛЕКТРОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ

Квантово-механическое рассмотрение свободных электронов в металле приводит к представлению о них как о газе квазичастиц, называемых электронами проводимости. Течение (дрейфовое движение) этого газа в металле под действием приложенного электрического поля создает электрический ток. В идеальном кристалле такое течение происходит без сопротивления. Отклонение от идеального кристаллического строения (дефекты кристаллического строения, в том числе дислокации, тепловые колебания атомов и пр.) приводит к торможению течения, что является причиной электрического сопротивления в металлах. При этом в соответствии с третьим законом Ньютона на дефекты будет действовать сила электронного увлечения F_j , пропорциональная дрейфовой скорости электронов $V = -j/(en)$ (j – плотность электрического тока, e – элементарный заряд, n – концентрация электронов проводимости). В результате такого эффекта электронного ветра на единицу длины дислокации действует дополнительная сила

$$F_j = BV, \quad (2)$$

величина которой определяется коэффициентом B электронного торможения дислокаций [5]. В первом расчете величины B , выполненном на основе первого борновского приближения (В.Я. Кравченко, 1966), была получена оценка $B \sim 10^{-6}$ г/(см · с). Однако это значение оказалось значительно ниже необходимого для объяснения экспериментальных данных. В последующем с учетом эффекта резонансного рассеяния электронов ядром дислокации было получено выражение (А.М. Рошупкин, 1979)

$$B = 4\hbar n, \quad (3)$$

дающее $B \sim 10^{-4}$ г/(см · с), в удовлетворительном согласии с последними экспериментами (Н. Conrad et al., 1986), \hbar – постоянная Планка.

Первоначально считалось, что действие силы (2) эквивалентно приложению к образцу дополнительного механического напряжения $\sigma_j = F_j/b$, что в соответствии с (1) приводит к ускорению термоактивируемого движения дислокаций, что и рассматривалось в качестве основного механизма ЭПД. Однако в действительности направление движения дислокации под действием механического напряжения зависит от знака дислокации в противоположность действию силы (1) (рис. 1), поэтому электронный ветер увеличивает скорость дислокаций, движущихся вдоль направления V , и уменьшает скорость дислокаций противоположного знака, движущихся под действием приложенного механического напряжения в противоположную сторону. В результате термофлуктуационный вклад в ЭПД от электронного ветра квадратичен по σ_j , оказывается на четыре порядка меньше наблюдаемого и, кроме того, имеет неполярный характер, то есть не зависит

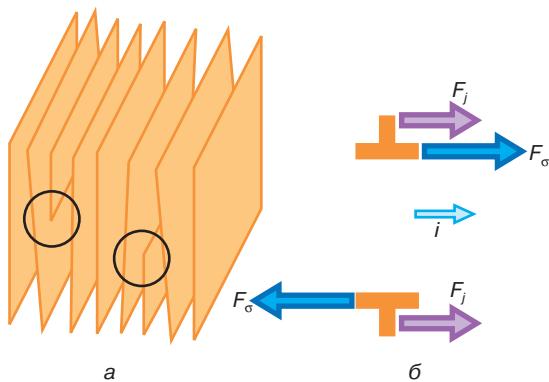


Рис. 1. Дислокации разных знаков (а) и направления действующих на них силы со стороны механических напряжений F_o и силы электронного ветра F_j (б)

от направления электрического тока. В связи с этим были рассмотрены другие физические эффекты силового действия тока на металл.

МЕХАНИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ОКОЛО ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА

Рассеяние электронов в процессе их дрейфового движения происходит не только на дислокациях, но и на других дефектах, в том числе на внутренних и внешних поверхностях раздела, на которые вследствие этого действует поверхностная касательная сила типа силы (2). Оценим ее следующим образом. Средняя величина импульса, передаваемого рассеивающимся электроном поверхности, равна Vm (m – масса электрона), тогда как поток электронов, двигающихся к поверхности, $\sim m v_F$ (v_F – фермиевская скорость электронов). В результате имеем для отнесенной к единице поверхности силы

$$\sigma_s \approx \frac{p_F j}{e}, \quad (4)$$

где $p_F = m v_F$ – фермиевский импульс электронов. К слою же металла вблизи поверхности толщиной порядка длины свободного пробега электронов приложена сила противоположного направления так, чтобы металл в целом находился в состоянии механического равновесия. Такое распределение сил приводит к образованию экспоненциально спадающих при удалении от поверхности механических напряжений с максимальной величиной порядка (4) (М.И. Каганов, В.Б. Фикс, 1977; А.М. Roschupkin et al., 1989).

Напряжения (4), как и сила Кравченко (2), имеют полярный характер и пропорциональны j . Однако дополнительные напряжения (4) в противоположность отмеченному для (2) влияют на термоактивируемое движение дислокаций аналогично напряжениям растяжения, локально увеличивая уровень механических напряжений в металле. Поэтому сообщ-

ражения, на основании которых был сделан вывод о неэффективности термоактивируемого действия электронного ветра, в данном случае неприменимы. Для типичного значения $j = 250 \text{ А/мм}^2$ [3] из (4) найдем, что рассматриваемые напряжения составляют довольно значительную величину $\sigma_s \approx 10^4 \text{ дин/см}^2$. Поэтому обсуждаемый эффект действия тока на поверхностные слои металла хотя и не является доминирующим, однако может оказаться важным дополнительным механизмом, обуславливающим ЭПД.

ДИНАМИЧЕСКИЙ ПИНЧ-ЭФФЕКТ

Один из наиболее существенных механизмов силового действия тока на проводник связан со взаимодействием тока с порождаемым им магнитным полем (пинч-эффект). Механизм образования упругих напряжений при пинч-эффекте состоит в следующем. Электрический ток в проводнике приводит к возникновению в нем магнитного поля, которое действует с силой Лоренца на вызвавший это поле дрейфующий электронный газ. Независимо от направления тока такая сила самодействия всегда направлена к центру проводника перпендикулярно направлению тока. В результате электронный газ сжимается к центру проводника, образуя отрицательный объемный электрический заряд, а у поверхности проводника, где концентрация электронов понижается, формируется положительный заряд (рис. 2) (при этом, естественно, полный заряд проводника остается равным нулю). Вследствие такой поляризации в проводнике образуется поперечное к току электрическое поле (поле Холла), которое, действуя с силой Кулона на ионную решетку, приводит к ее упругому сжатию с образованием механических напряжений. При этом из-за импульсного характера используемого электрического тока распределение плотности тока в поперечном сечении проводника неоднородно (скин-эффект) и запаздывает по отношению к импульсу полного тока на величину времени затухания магнитного поля в образце:

$$\tau = \frac{4\pi\sigma R^2}{c^2\mu}, \quad (5)$$

где σ – проводимость металла, а μ – геометрический коэффициент, для круглого образца равный $\sim 3,8$. Характерно, что с понижением температуры динамические эффекты усиливаются вследствие увеличения проводимости.

В свою очередь, скин-эффект при импульсном токовом воздействии приводит к резкому увеличению значения плотности тока у поверхности проводника, если отношение характерного времени изменения тока (например, длительности фронта импульса t_f) ко времени затухания (5) уменьшается ниже ~ 2 .

В статическом пределе сдвиговые напряжения вследствие рассматриваемого эффекта почти

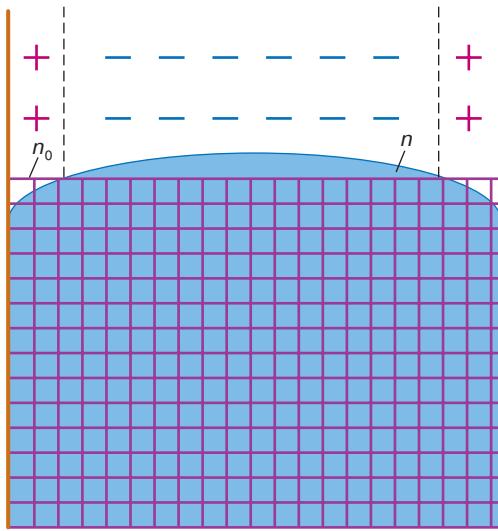


Рис. 2. Поляризация проводника с электрическим током в результате пинч-эффекта: распределение плотности заряда электронного газа n , плотности заряда решетки ионов n_0 по сечению проводника и знак плотности полного заряда (+, -)

постоянны по сечению проводника и характеризуются величиной

$$\sigma_p = \frac{k j^2 R^2}{c^2}, \quad (6)$$

где k – коэффициент, определяемый формой проводника, коэффициентом Пуассона и системой скольжения дислокаций ($k \approx 0,5$). Ввиду квадратичной зависимости от плотности тока и поперечных размеров проводника напряжения (6) в определенных условиях могут оказаться доминирующими. Кроме того, дополнительное влияние пинч-эффекта на пластическую деформацию, по-видимому, связано с импульсным характером изменения во времени уровня напряжений (6) подобно воздействию слабого ультразвука. Вместе с тем напряжения (6) не объясняют полярного характера ЭПД (зависимости величины ЭПД от направления тока).

ДИНАМИЧЕСКОЕ ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ

Неоднородность распределения импульсного электрического тока по поперечному сечению проводника из-за скин-эффекта приводит к неоднородному джоулему разогреву проводника и как следствие – формированию неоднородного температурного поля. Другой причиной неоднородности распределения температуры служит эффект охлаждения нагретого проводника в окружающей среде. Нагрев металла приводит к его тепловому расширению, причем слои металла с различной температурой должны расширяться неодинаково. Но в протяженном проводнике такое расширение вызвало бы

значительное смещение атомных слоев относительно друг друга, что невозможно из-за жесткости кристаллической решетки. Поэтому неоднородное тепловое расширение компенсируется неоднородной упругой деформацией так, чтобы полная деформация решетки была одинаковой по всему сечению проводника. В результате в металле возникают термоупругие напряжения σ_T , добавляющиеся к напряжениям σ в (1) и вызывающие ускорение ПД.

Во время прохождения импульса тока вследствие скин-эффекта происходит преимущественный разогрев металла вблизи поверхности. Обусловленный этим эффектом уровень σ_T термоупругих напряжений по отношению к величине (6) составляет $\sigma_T/\sigma_p = \gamma f(t_f/\tau)$, где γ – параметр Грюнайзена, а функция $f(x) \approx 1$ при $x > 1$ и существенно зависит от формы импульса при $x < 1$. Таким образом, термоупругие напряжения в импульсе тока имеют тот же порядок величины, что и напряжения от пинч-эффекта, но в отличие от последних сохраняются в проводнике значительно дольше. Однако уровень остаточных термоупругих напряжений после прохождения импульса тока меньше σ_T в $t_f/4\tau$ раз. Это снижение связано с тем, что на заднем фронте импульса плотность тока повышена в осевой части проводника, что приводит к снижению неравномерности распределения температуры (рис. 3).

Неоднородность температурного поля в нагретом проводнике, обусловленная его охлаждением с поверхности, в единичном импульсе тока значительно ниже неоднородности от скин-эффекта вследствие малой теплоотдаче с поверхности по сравнению с поперечной тепловой проводимостью проводника. Однако в серии импульсов эти напряжения накапливаются и могут на порядок и более превысить уровень σ_T .

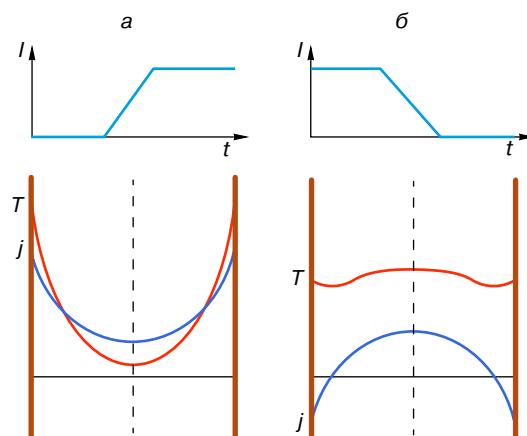


Рис. 3. Распределение плотности электрического тока j по сечению проводника и динамическое температурное поле T на переднем (а) и заднем (б) фронтах импульса тока $I(t)$

Неоднородное распределение температуры приводит также к образованию тепловых потоков, оказывающих непосредственное силовое действие на дислокации наподобие электронного ветра. Однако оценка величины соответствующей силы по сравнению с силой со стороны термоупругих напряжений показывает, что этот эффект значителен только для точечных дефектов.

Таким образом, рассмотренный эффект хотя и является существенным, однако не может объяснить всех особенностей ЭПД.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ В МЕТАЛЛАХ

Увеличение скорости термоактивируемого движения дислокаций в условиях ЭПД в принципе может быть вызвано не только обсуждавшимся выше изменением уровня механических напряжений σ , но и уменьшением входящей в (1) энергии $U_{\text{взаимодействия}}$ дислокаций со стопорами под действием электрических и магнитных полей, присутствующих в металле при протекании по нему электрического тока. Достаточно общее представление об относительной величине указанного изменения U может быть составлено на примере взаимодействия дислокаций с точечными дефектами, который мы здесь и рассмотрим.

Точечный дефект может быть описан двумя феноменологическими параметрами: избыточным зарядом Δz и избыточным объемом Ω , которому можно приписать смысл различия объемов незаряженного точечного дефекта и атома матрицы. Если эти параметры отличны от нуля, то вокруг точечного дефекта кристаллическая решетка деформируется и образуется локальное поле упругих напряжений. Например, чтобы вставить в кристалл инородный атом большего объема, чем атомы кристалла, нужно слегка раздвинуть атомы, окружающие вакантное место, чтобы освободить необходимый объем. Если же инородный атом обладает избыточным зарядом, то, будучи вставленным в металл, он приведет к образованию в металле электрического поля. Электроны проводимости в металле экранируют это поле, образуя электронное облако вокруг вставленного атома. Однако из-за упругости электронного газа экранировка происходит не полностью, и остаточное электрическое поле экспоненциально убывает при удалении от внесенного заряда (в неметаллической же среде поле убывало бы степенным образом). Быстрота убывания поля определяется волновым числом q_{TF} , называемым константой экранирования Томаса–Ферми и составляющим для металлов $q_{\text{TF}} \sim 10^8 \text{ см}^{-1}$. В результате электрическое поле вокруг вставленного заряда действует с силой Кулона на соседние ионы, что приводит к деформации решетки.

Локальное поле упругих напряжений, вызванных точечным дефектом, действует на дислокации, приводя к их закреплению. Энергия же U – это та энергия, которую необходимо затратить, чтобы оторвать дислокацию от точечного дефекта. Первоначально расчет вкладов в энергию взаимодействия от Δz и Ω был выполнен в различных подходах (A.N. Cottrell, 1953; A.I. Sugiyama, 1966; Ю.В. Корнюшин, 1970), что не позволяет провести корректное сопоставление этих вкладов. Проблема состоит в том, что разделение энергии взаимодействия на “упругую” и “электростатическую” составляющие до некоторой степени искусственно, поскольку силы упругости в действительности выражают макроскопическую часть электростатического взаимодействия атомов кристалла. Последовательный анализ всех вкладов в величину U на базе единого подхода в рамках континуальной теории упругости дал следующее выражение для энергии взаимодействия точечного дефекта с дислокацией (И.Л. Батаронов, А.М. Рощупкин, 1988):

$$E_{\text{вз}} = -\left(K\Omega + \frac{4e^2 n \Delta z}{q_{\text{TF}}^2}\right) \theta(\vec{r}_i). \quad (7)$$

Здесь K – модуль всестороннего сжатия, $\theta(\vec{r}_i)$ – поле деформации всестороннего сжатия от дислокации, \vec{r}_i – радиус-вектор положения точечного дефекта. Из (7) вытекает, что основное влияние на величину $E_{\text{вз}}$ со стороны электрического и магнитного поля осуществляется за счет изменения экранирующих свойств электронного газа в результате перестройки электронной подсистемы металла. При этом существенно, что модуль упругости K металла складывается из жесткости ионного остова и упругости электронного газа, поэтому первое слагаемое в (7) зависит от q_{TF} аналогично второму, что позволяет рассмотреть все вклады в выражение (7) с единых позиций.

В электрическом поле, величина которого определяется законом Ома, значение q_{TF} может заметно измениться лишь при $E \sim 4\pi e n / q_{\text{TF}} \sim 10^8 \text{ В/см}$, что значительно превосходит используемые в ЭПД поля величиной 1 В/см. Учет влияния электрического тока на экранирующие свойства электронного газа (А.М. Рощупкин, И.Л. Батаронов, 1992) не изменяет этого вывода.

Перестройку электронного спектра металла вызывает также квантующее магнитное поле, созданное электрическим током в металле либо приложенное к нему извне. При этом знак изменения константы экранирования зависит от того, какой из вкладов, диамагнитный или парамагнитный, преобладает в магнитной восприимчивости электронной подсистемы. Однако для оценки величины эффекта это обстоятельство непринципиально, поэтому можно использовать результаты для идеального электронного газа (суммированные F.A. Buot, 1976).

1. При невысоком значении напряженности H магнитного поля ($\mu_B H / \varepsilon_F \ll 1$, где μ_B — магнетон Бора, ε_F — энергия Ферми электронов) зависимость константы экранирования от H дается выражением

$$q_{TF}^2(H) = q_{TF}^2 \left[1 - \frac{(\mu_B H / \varepsilon_F)^2}{12} \right].$$

Отсюда вытекает, что для обычно используемых в ЭПД плотностей тока относительная величина эффекта $\sim 10^{-12}$.

2. В промежуточных полях поперечный $q_{TF}(H)$ колеблется и возрастает до q_{TF} в ультраквантовом пределе ($\mu_B H / \varepsilon_F \sim 1$). Однако режимы этих полей не достигаются в условиях ЭПД, поскольку необходимая для этого плотность тока составляет $j \sim c \varepsilon_F / (\mu_B R) \sim 10^7 \text{ A/mm}^2$ (c — скорость света, R — радиус проводника).

Рассмотренное действие магнитного поля является квадратичным по H эффектом и, вообще говоря, не зависит от природы стопора дислокации. Однако если последним является примесь, обладающая локализованным магнитным моментом, то нужно учитывать обменное взаимодействие электронов проводимости с электронами незастроенных оболочек примесных ионов. Вследствие зависимости спиновой плотности электронов от их локальной концентрации, линейно связанной с величиной $\theta(\vec{r}_i)$, отмеченное взаимодействие дает определенный аддитивный вклад в энергию взаимодействия дислокации с точечным дефектом, который может быть отнесен к феноменологическому параметру Ω в (7). Тогда обнаружится линейная зависимость величины Ω от магнитного поля H и в E_{b3} появится более сильный по сравнению с обсуждавшимся линейный эффект магнитного поля. Поскольку величина спиновой плотности, индуцируемой внешним полем, пропорциональна энергии $\mu_B H$, то относительное изменение энергии взаимодействия (7) в данном случае оценивается как $\Delta E_{b3} / E_{b3} \sim \mu_B H / \varepsilon_F$ и достигает заметного для эксперимента уровня $\sim 10^{-3}$ при напряженности поля $\sim 10^5 \text{ Э}$. Такие поля реализуются только при предельно больших для ЭПД плотностях тока $\sim 10^4 \text{ A/mm}^2$, где указанный эффект может оказаться существенным.

Помимо рассмотренного изменения константы экранирования в магнитном поле необходимо отдельно учитывать изменение вклада в энергию взаимодействия дефектов, обусловленного квантовой интерференцией электронных волн. Относительная роль этого эффекта будет увеличиваться с понижением температуры.

КОНЦЕПЦИЯ ДИНАМИЧЕСКОЙ НЕРАВНОВЕСНОСТИ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ

Рассмотренные выше механизмы силового действия тока влияют на термоактивируемое движение

дислокаций, но они не могут объяснить наблюдаемую интенсивность ЭПД. Более того, некоторые особенности ЭПД вообще не могут быть поняты в рамках термоактивируемой модели деформации металла. Вместе с тем естественное объяснение всех особенностей ЭПД можно получить в предложении безактивационного вклада в ЭПД, возникающего вследствие динамической неравновесности дислокационного ансамбля (А.М. Рощупкин, О.А. Троицкий и др., 1986). В основу этой концепции положены следующие соображения.

1. В процессе пластической деформации формируются неравновесные группы дислокаций (заторможенные дислокационные скопления, группы скоплений в линии скольжения и др.). Импульс тока вызывает их разрядку, сопровождающую микропластической деформацией δ . При этом основная величина наблюдаемого скачка деформации осуществляется за счет энергии внутренних напряжений, накопленных в процессе предварительной пластической деформации, а импульс тока выступает только в качестве инициатора разрядки и поэтому может быть незначительным по уровню эквивалентного воздействия. Аналогичная реакция дислокационного ансамбля обнаруживается и в других явлениях со слабым активирующим возбуждением (пластифицирующее действие низкоамплитудного ультразвука, электродинамическая полировка и др.). Еще одним важным моментом рассматриваемого процесса является его полярный характер (в противоположность прямому эффекту электронного ветра), поскольку разряжаются только те неравновесные группы, для которых величина σ_j увеличивает механические напряжения, тогда как остальные неравновесные группы преодолевают барьеры термофлуктуационным путем (если только не происходит их инициирование разряжающимися дислокационными группами).

2. Накопление новых неравновесных групп требуется в дополнительной пластической деформации, то есть существует время t_s формирования неравновесных групп, в пределах которого импульс тока не оказывает влияния на пластическую деформацию. При этом процессы деформационного упрочнения вызывают увеличение t_s с ростом общей деформации, так что эффективно срабатывает только некоторое число первых импульсов тока, к приходу каждого из которых успевают появиться неравновесные группы дислокаций.

В качестве примера рассмотрим один из микроскопических механизмов, обеспечивающих безактивационный вклад в ЭПД. Упругое взаимодействие дислокаций в общих чертах похоже на электростатическое взаимодействие заряженных нитей. Поэтому скопление дислокаций одного знака можно рассматривать как систему частиц, связанных пружинками с нелинейным законом упругости и удерживаемых в равновесии, с одной

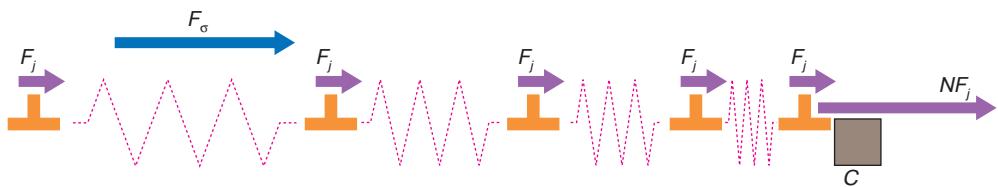


Рис. 4. Усиление эффекта электронного ветра на головной дислокации скопления, зажатого у локального стопора C силой F_σ механических напряжений

стороны приложенными напряжениями σ , а с другой стороны – локальным стопором (рис. 4). При пропускании импульса тока на каждую дислокацию в скоплении, содержащем N дислокаций, будет действовать сила электронного ветра F_j (2), тогда в силу третьего закона Ньютона на головную дислокацию скопления должна действовать дополнительная сила NF_j , отрывающая ее от стопора, то есть происходит N -кратное усиление эффекта электронного ветра (рис. 4), что и приводит к безактивационному отрыву скопления от стопора. Однако такое усиление наступает не вместе с включением импульса тока, а только с передвижением дислокаций скопления в новое равновесное положение, которое из-за эффекта вязкого торможения дислокаций с коэффициентом B происходит с некоторым запаздыванием (А.М. Рощупкин, И.Л. Батаронов и др., 1997). Это объясняет экспериментально наблюдаемое отсутствие ЭПД для коротких импульсов тока [3].

В рамках сформулированной концепции удается найти объяснение основным закономерностям и особенностям ЭПД, а также получить хорошее согласование с экспериментально наблюдаемыми значениями. В то же время полная картина ЭПД на всех структурных уровнях деформации еще остается не до конца проясненной, и в настоящее время в этом направлении ведутся интенсивные научные исследования [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Вакс В.Г. Упорядочивающиеся сплавы: Структуры, фазовые переходы, прочность // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 3. С. 115–123.
2. Штремель М.А. Разрушение // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 4. С. 91–98.
3. Спицын В.И., Троицкий О.А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985.
4. Громов В.Е., Зуев Л.Б., Козлов Э.В., Целлермайер В.Я. Электростимулированная пластичность металлов и сплавов. М.: Недра, 1996. 290 с.
5. Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д. // Успехи физ. наук. 1993. Т. 11. С. 655–682.
6. Рощупкин А.М., Батаронов И.Л. // Изв. вузов. Физика. 1996. Т. 39, № 3. С. 57–65.
7. Sprecher A.E., Mannan S.L., Conrad H. // Acta met. 1986. Vol. 34, № 7. P. 1145–1162.

* * *

Игорь Леонидович Батаронов, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры высшей математики и физико-математического моделирования Воронежского государственного технического университета. Область научных интересов – динамика и взаимодействие дефектов кристалла во внешних полях. Соавтор около 90 опубликованных научных статей и одной монографии.